Sinteza lucrarii

Deformation properties of the projected spherical single particle basis

In aceasta lucrare am exploatat proprietatea functiei coerente de a fi generatoare a unui set complet de functii independente. Sursa de inspiratie a fost lucrarea lui Nilsson [1] in care se defineste o functie uniparticula deformata ca stare proprie a unui Hamiltonian sferic suplimentat cu un termen deformat ce descrie un potential cu o forma similara cu cea a miezului fenomenologic. Aceasta baza de functii uniparticula a fost folosita intensiv de multi autori pentru descrierea nucleelor deformate. Totusi atunci cand descriem o observabila colectiva sensibila la schimbarea momentului unghiular trebuie sa proiectam din functia de unda de tip many body, componentele de moment cinetic dat. Aceasta operatie nu este simpla, pentru stari fundamentale de tip RPA (random phase approximation) numai solutii approximative sunt cunoscute.

In acest context consideram ca orice incercare pozitiva de a evita dificultatile mentionate este bine venita. In aceasta lucrare rezentam o solutie pentru aceasta problema [2, 5–7].

Vom considera urmatorul Hamiltonian pentru descrierea unui sistem in interactie de tip particula miez:

$$\tilde{H} = H_{sm} + H_{core} - M\omega_0^2 r^2 \sum_{\lambda=0,2} \sum_{-\lambda\leq\mu\leq\lambda} \alpha^*_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}. \tag{1.1}$$

Aici H_{sm} noteaza un Hamiltonian uniparticula de model in paturi sferic, iar H_{core} un Hamiltonian bozonic cvdrupolar asociat unui miez fenomenologic. Interactia dintre cele doua componente se realizeaza prin intermediul celui de-al treile termen care este liniar in cooronatele colective de forma, monopolare si cvadrupolare,$\alpha_{00}, \alpha_{2\mu}$. Coordonatele cvadrupolare sunt legate de bozonii cvadrupolari printr-o transformare liniara si canonica, in timp ce coordonata monopolara este determinata din restrictia de conservare a volumului:

$$\alpha_{00} = -\frac{1}{2k^2\sqrt{\pi}}\left[5 + \sum_{\mu}\left(2b^\dagger_\mu b_\mu + (b^\dagger_\mu b^\dagger_{-\mu} + b_{-\mu}b_\mu)(-)^\mu\right)\right]. \tag{1.2}$$

Mediind $\tilde{H}$ pe o functie proprie pentru H_{sm}, notata in mod standard ca $|nljm\rangle$ se obtine un Hamiltonian deformat a carei stare fundamentala este descrisa de o stare coerenta de tip Glauber,ψ_g . Pe de alta parte media lui $\tilde{H}$ pe ψ_g este un Hamiltonian de tip Nilsson [1].

$$H_{mf}=\langle\psi_g|H_{pc}|\psi_g\rangle=\omega_b d^2+H_{sm}-\hbar\omega_0 r'^2\left[\frac{\sqrt{2}d}{k}Y_{20}-\frac{1}{8\pi k^2}(5+4d^2)\right], \tag{1.3}$$

unde am folosit urmatoarea notatie pentru coordonatele "stretched": $r'=\frac{m\omega}{h}r$. Daca din acest Hamiltonian se extrage termenul corespnzator energiei de zero

$$\lim_{d\to 0}(H_{mf}-H_{sm})=\frac{5\hbar\omega_0 r'^2}{8\pi k^2}, \tag{1.4}$$

se obtine urmatoarea forma pentru Hamiltonianul de camp mediu:

$$H_{mf}=\omega_b d^2+H_{sm}-\hbar\omega_0 r'^2\left(\frac{\sqrt{2}d}{k}Y_{20}-\frac{1}{2\pi k^2}d^2\right). \tag{1.5}$$

Observam ca termenii deformati din H_{mf} si Hamiltnianul Nilsson sunt identici cu conditia ca urmatoarea ecuatie sa aiba loc:

$$\frac{d}{k}=\frac{\beta}{\sqrt{2}}. \tag{1.6}$$

In felul acesta se obtine Hamiltonianul deformat Nilsson[1]:

$$H_{Nilsson}(\beta)=H_{sm}-\hbar\omega_0 r'^2\beta Y_{20}. \tag{1.7}$$

daca se ignora termenul constant independent de coordonate.

Datorita proprietatilor mentionate mai sus este de asteptat ca functia optima din care se poate obtine o baza prin proiectia momentului unghiular este:

$$\Psi^{pc}_{nljm}=|nljm\rangle\psi_g. \tag{1.8}$$

Starile proiectate se obtin actionand asupra acestei functii produs cu operatorul de proiectie a momentului cinetic:

$$\Phi^{IM}_{nlj}(d)=\mathcal{N}^I_{nlj}(d)P^I_{MI}[|nljI\rangle\psi_g]. \tag{1.9}$$

Acestea se pot scrie in forma tensoriala:

$$\Phi^{IM}_{nlj}(d)=\mathcal{N}^I_{nlj}(d)\sum_J C^{j\,J\,I}_{I\,0\,I}(N^g_J)^{-1}\left[|nlj\rangle\phi^g_J\right]_{IM}, \tag{1.10}$$

cu factoul de normare avand expresia:

$$(\mathcal{N}^I_{nlj}(d))^{-2}=\sum_J\left(C^{j\,J\,I}_{I\,0\,I}\right)^2(N^g_J)^{-2}. \tag{1.11}$$

Proprietatile principale ale starilor proiectate sunt urmatoarele: a) Sunt ortogonale in raport cu numerele cuantice I si M; b) Desi aceste stari fac parte din spatiul asociat sistemului mixt de particula-miez, ele pot constitui o baza in spatiul uniparticula. Intr-adevar atunci cand calculam elementul de matrice pentru un operator de tip prticula, se integreaza mai intai dupa gradele de libertate colective, rezultatul final fiind factorizat astfel: un factor contine dependenta de deformarea nucleara iar unul este elementul de matrice corespunzator starilor factor de model in paturi sferic. Intr-adevar pentru operatorul many-body T^k_μ, tensor de rang k si proiectie μ, rezultatul este :

$$\begin{aligned}
\langle \Phi^I_{nlj} || T^k || \Phi^{I'}_{n'l'j'} \rangle &= f^{n'l'j'I'}_{nljI}(d) \langle nlj || T^k || n'l'j' \rangle, \quad \text{with} \\
f^{n'l'j'I'}_{nljI}(d) &= \mathcal{N}^I_{nlj}(d) \mathcal{N}^{I'}_{n'l'j'}(d) \hat{j} \hat{I}' \sum_J C^{j\ J\ I}_{I\ 0\ I} C^{j'\ J\ I'}_{I'\ 0\ I'} W(jkJI'; j'I) \left(N^g_J\right)^{-2};
\end{aligned} \tag{1.12}$$

c) Legatura intre parametrul de deformare d, ce intra in definitia starii coerente ψ_g, si deformarea nucleara se obtine imediat cerand ca termenii de deformare in Hamiltonianul model si Nilsson sa aibe aceleasi tarii :

$$\frac{d}{k} = \sqrt{\frac{2\pi}{45}} (\Omega^2_\perp - \Omega^2_z). \tag{1.13}$$

Aici $\Omega_\perp$ si Ω_z noteaza frecventele campului mediu Nilsson legate de $\delta = \sqrt{45/16\pi}\beta$ prin:

$$\Omega_\perp = (\frac{2+\delta}{2-\delta})^{1/3}, \ \Omega_z = (\frac{2+\delta}{2-\delta})^{-2/3}. \tag{1.14}$$

Madia Hamiltonianului particula-miez $H' = \tilde{H} - H_{core}$ pe starile proiectate are expresia:

$$\begin{aligned}
\epsilon^I_{nlj} &= \langle \Phi^{IM}_{nlj}(d) | H' | \Phi^{IM}_{nlj}(d) \rangle = \epsilon_{nlj} - \hbar\omega_0 (N + \frac{3}{2}) C^{j2j}_{I0I} C^{j2j}_{1/201/2} \frac{(\Omega^2_\perp - \Omega^2_z)}{3} \\
&+ \hbar\omega_0 (N + \frac{3}{2}) \left[1 + \frac{5}{2d^2} + \frac{\sum_J (C^{jIJ}_{I-I0})^2 I^{(1)}_J}{\sum_J (C^{jIJ}_{I-I0})^2 I^{(0)}_J} \right] \frac{(\Omega^2_\perp - \Omega^2_z)}{90}.
\end{aligned} \tag{1.15}$$

Au fost folosite notatiile standard pentru coeficientii Clebsch-Gordan $C^{j_1 j_1 j}_{m_1 m_2 m}$. Integrlele de acoperire $I^{(k)}_J$ au fost studiate analitic in cateva lucrari anterioare. Daca se extrage termenul de "zero-point", se obtine expresia finala pentru energiile uniparticula in modelul propus:

$$\begin{aligned}
\epsilon^I_{nlj} &= = \epsilon_{nlj} - \hbar\omega_0 (N + \frac{3}{2}) C^{j2j}_{I0I} C^{j2j}_{1/201/2} \frac{(\Omega^2_\perp - \Omega^2_z)}{3} \\
&+ \hbar\omega_0 (N + \frac{3}{2}) \left[1 + \frac{\sum_J (C^{jIJ}_{I-I0})^2 I^{(1)}_J}{\sum_J (C^{jIJ}_{I-I0})^2 I^{(0)}_J} \right] \frac{(\Omega^2_\perp - \Omega^2_z)}{90} \\
&-\hbar\omega_0 \left(N + \frac{3}{2} \right) \left[j - I + \frac{1}{2} \left(1 - (-)^{j-I} \right) \right] \frac{1}{8\pi k^2}.
\end{aligned} \tag{1.16}$$

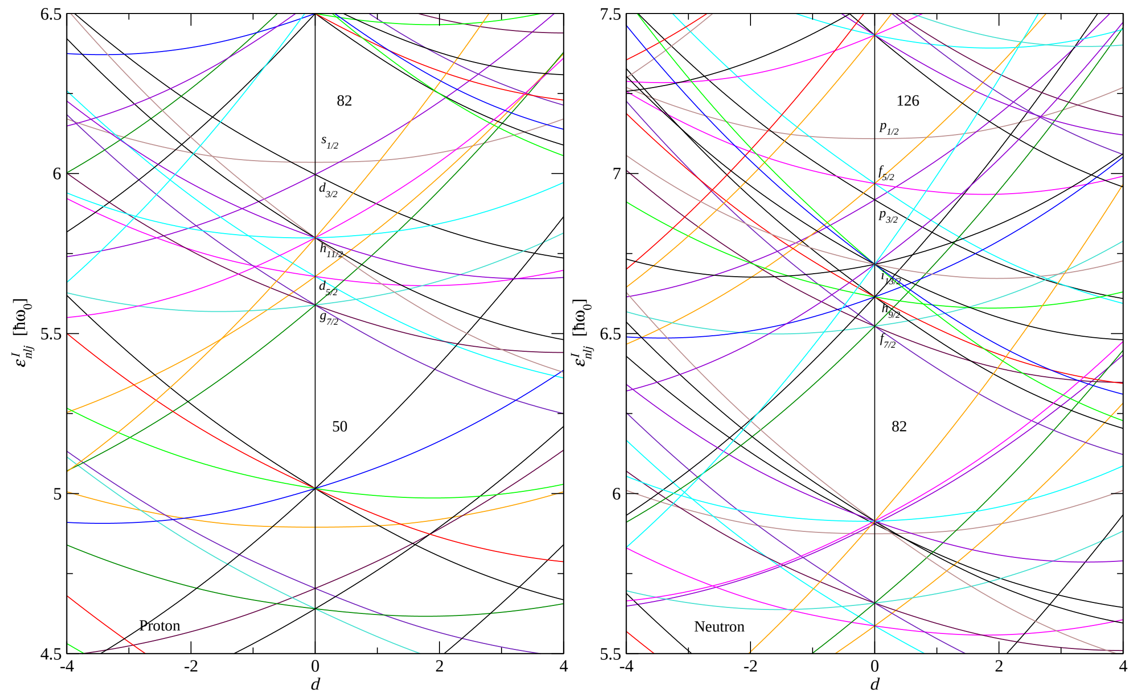

FIG. 1: Energiile uniparticla de tip proton si neutron in regiunea paturilor majore $N = 5$ si respectiv $N = 6$, date de Eq.(1.16) cu parametrii $\kappa = 0.0637$ si $\mu = 0.60$ for protons si $\mu = 0.42$ pentru neutroni. Parametrul de canonicitate este $k = 10$.

Valorile medii ϵ^I_{nlj} pot fi privite ca expresii aproximative pentru energii Nilsson. Deviatia de la valoarea proprie exacta poate fi luata in considerare la un stadiu superior cand elementele de matrice exacte sunt introduse. Este de remarcat faptul ca dependenta energiilor uniparticula definite mai sus de deformarea nucleara este similara cu ea a energiilor Nilsson. Acest lucru este ilustrat in Fig. 1. De remarcat ca desi energiile uniparticula propuse de modelul nostru sunt similare ce cele de tip Nilsson, degenerarile starilor sunt diferite. Intr-adevar daca in modelul Nisson fiecare stare este dublu degenerata in modelul de fata fiecare stare I are degenerarea 2I+1. Pentru a face compatibile cele doua modele normarea functiilor actuale de unda se schimba astfel:

$$\langle \Phi^{IM}_{\alpha} | \Phi^{IM}_{\alpha} \rangle = 1 \Longrightarrow \sum_M \langle \Phi^{IM}_{\alpha} | \Phi^{IM}_{\alpha} \rangle = 2. \tag{1.17}$$

Datorita acestei normalizari pe fiecare stare I cu 2I+1 substari degenerate se pot distribui decat cel mult doi nucleoni. Mai sus, prin α am notat setul de numere cuantice de model in paturi sferic $|nljm\rangle$

A. Densitatea nucleonica

Operatorul de densitate corespunzator bazei de stari proiectate este:

$$\hat{\rho} = \sum_{nljIM} \frac{2}{2I+1} \left|\Phi^{IM}_{nlj}(d)\right|^2 . \tag{1.18}$$

Folosind forma tensorial a functiei proiectate (1.10) si inlocuind produsul functiei proiectate pentru miez si conjugata sa cu produsul lor scalar obtinem:

$$\langle\hat{\rho}\rangle_{coll} = 2 \sum_{nljm>0} \left||nljm\rangle\right|^2 , \tag{1.19}$$

Aceasta expresie este exact functia densitate nucleonica pentru modelul in paturi sferic. Acest rezultat este de asemenea consistent cu densitatea corespunztoare starilor Nilsson proiectate. Consecinta acestei expresii este aceea ca deformarea nucleara depinde de gradul de umplere a paturii majore.

Tinand cont de faptul ca deformarea campului mediu este obtinuta prin medierea Hamiltonianului de interactie particula-miez pe o stare coerenta, pentru functia densitate avem:

$$\langle\psi_g|\hat{\rho}|\psi_g\rangle = \sum_{nljIM} \frac{2}{2I+1} \left|\langle\psi_g|\Phi^{IM}_{nlj}(d)\rangle\right|^2 . \tag{1.20}$$

Similar, functia de unda asociata campului mediu deformat poate fi privita ca find overlap-ul starii sferic proiectata si functia coerenta asociata miezului.

$$\langle\psi_g|\Phi^{IM}_{nlj}(d)\rangle = \mathcal{N}^I_j \sum_J F^{jI}_{JM}(d)|nljM\rangle, \tag{1.21}$$

unde

$$F^{jI}_{JM}(d) = C^{j\,J\,I}_{I\,0\,I} C^{j\,J\,I}_{M\,0\,M} \left(N_J\right)^{-2} . \tag{1.22}$$

O legatura directa intre densitatea de tranzitie k-polara in baza de functii proiectate si respectiv baza de model in paturi sferic este stabilita de relatiile evidente:

$$\begin{aligned}
\hat{T}_{km} &= \sum \sqrt{\frac{2}{2I+1}} \langle\Phi^{IM}_{nlj}|\hat{T}_{km}|\Phi^{I'M'}_{n'l'j'}\rangle \sqrt{\frac{2}{2I'+1}} c^\dagger_{\alpha IM} c_{\alpha' I'M'} \\
&= \sum \frac{2}{\hat{I}\hat{I}'} \langle\Phi^{I}_{nlj}||\hat{T}_k||\Phi^{I'}_{n'l'j'}\rangle C^{I'kI}_{M'mM} c^\dagger_{\alpha IM} c_{\alpha' I'M'} \\
&= \sum_{\alpha I;\alpha' I'} \frac{2}{\hat{I}\hat{I}'} \langle\alpha I||\hat{T}_k||\alpha' I'\rangle \hat{\rho}^{ps}_{km}(\alpha I;\alpha' I').
\end{aligned} \tag{1.23}$$

Pentru simplitate am folosit abrevierile:

$$\begin{aligned} |\alpha IM\rangle &= |\Phi^{IM}_{nlj}\rangle, \;\; \alpha=(nlj), \;\; \hat{I}=\sqrt{2I+1}, \\ \hat{\rho}^{ps}_{km}(\alpha I;\alpha' I') &= -\frac{\hat{I}}{\hat{k}}\left(c^{\dagger}_{\alpha I} c_{\widetilde{\alpha' I'}}\right)_{km}, \;\; c_{\widetilde{\alpha IM}} = (-1)^{I-M} c_{\alpha I,-M}. \end{aligned} \tag{1.24}$$

Indicele superior "ps" sugereaza ca matricea densitate este asociata bazei "projected spherical". Pentru baza de model in paturi sferic avem:

$$\begin{aligned} \hat{T}_{km} &= \sum \langle nlj||\hat{T}_k||n'l'j'\rangle \hat{\rho}^{sm}_{km}(nlj;n'l'j'), \text{ with} \\ \hat{\rho}^{sm}_{km}(nlj;n'l'j') &= -\frac{\hat{j}}{\hat{k}}\left(c^{\dagger}_{nlj} c_{\widetilde{n'l'j'}}\right)_{km}. \end{aligned} \tag{1.25}$$

Folosind relatia intre elementele de matrice in cele doua baze, obtinem:

$$\hat{\rho}^{sm}_{km}(nlj;n'l'j') = \sum_{I,I'} \frac{2}{\hat{I}\hat{I}'} f^{j'I'}_{jI;k(d)} \hat{\rho}^{ps}_{km}(nljI;n'l'j'I'). \tag{1.26}$$

Considerand explicit norma$\mathcal{N}^I_j$ precum si valoare coeficientului Racah cu un indice nul, rezulta:

$$f^{j'I'}_{jI;0}(d) = \delta_{I,I'}\delta_{j,j'}. \tag{1.27}$$

In consecinta, se obtine:

$$\hat{\rho}^{sm}_{00}(nlj;nlj) = \sum_{I} \frac{2}{2I+1} \hat{\rho}^{ps}_{00}(nljI;nljI). \tag{1.28}$$

Revenind la definitia operatorului $\hat{\rho}$ in cele doua baze, prin calcul direct se obtine ca cele doua ecuatii (1.28) si (12.1.24) sunt identice.

B. Momentul de cvadrupol pentru prima stare 2^+

In cele ce urmeaza vom studia momentul de cvadrupol pentru starea cea mai joasa 2^+ in baza de functii sferice proiectate. In acest scop vom obtine mai intai succesiv momentul de cvadrupol in modelul picaturii de lichid(LDM) si respectiv modelul starii coerente (CSM). In LDM operatorul moment de cvadupol este:

$$Q_{2\mu} = \frac{3ZeR_0^2}{4\pi}\left(\alpha_{2\mu} - \frac{10}{\sqrt{70\pi}}(\alpha_2\alpha_2)_{2\mu}\right), \; R_0 = 1.2A^{1/3}fm. \tag{1.29}$$

In LDM starea 2^+ este o stare fononica, $b^{\dagger}_{2\mu}|0\rangle$, ceea ce conduce la urmatoarea expresie pentru momentul de cvadrupol:

$$\langle 22|Q_{20}|22\rangle = -\frac{3ZeR_0^2\sqrt{5}}{7\pi k^2\sqrt{\pi}}. \tag{1.30}$$

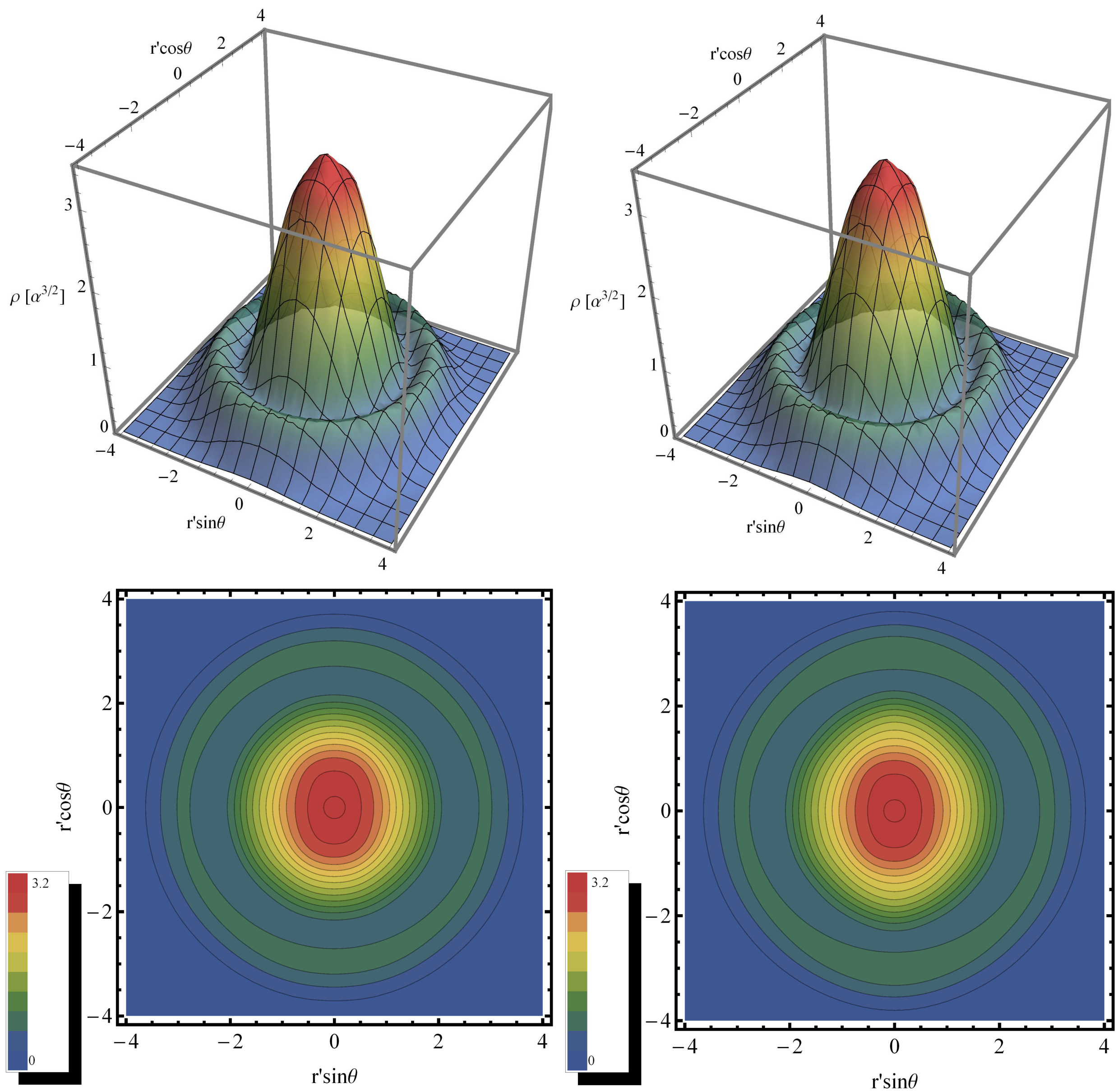

FIG. 2: Densitatea totala nucleara data de Eq.(1.19) este reprezentata ca functie de $x = r' \sin\theta$ si $z = r' \cos\theta$ in unitati de $\alpha^{\frac{3}{2}}$ in trei dimensiuni (sus) si curbele de densitate constanta (jos) pentru ^{150}Gd (stanga) si ^{156}Gd (dreapta). Densitatile corespunzatoare la doua curbe adiacente difera intre ele prin cantitatea $0.21\alpha^{3/2}$.

De aici se vede ca pentru nuclee sferice momentul de cvadrupol este intotdeauna negativ. Modelul GCSM defineste starea 2^+ ca fiind starea proiectata de moment cinetic 2,

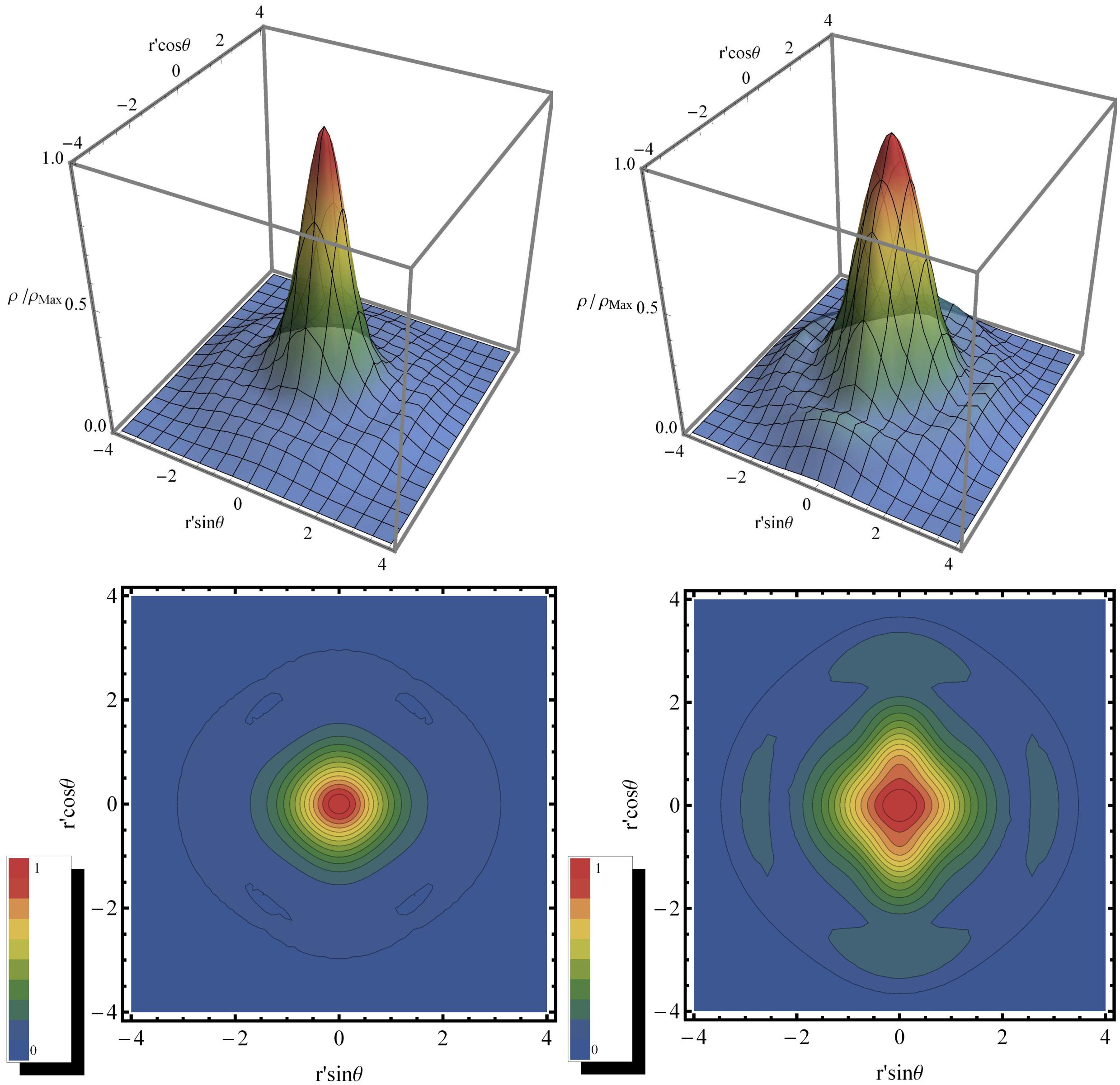

FIG. 3: Densitatea totala nucleara proiectata pe starea coerenta bozonica definita prin Eq.(1.20) si normata la valoarea sa maxima, este reprezentata ca functie de $x = r' \sin\theta$ si $z = r' \cos\theta$ in 3D (sus) si curbele de densitate constanta (jos) pentru ^{150}Gd (stanga) si ^{156}Gd (dreapta). Pasul intre doua curbe adiacente este $0.062/\rho_{max}$.

$\phi^g_{JM}(d_n, d_p)$, in timp ce momentul de cvadrupol este:

$$Q_{20} = \frac{3ZeR_0^2}{4\pi}\left[\frac{1}{k_p\sqrt{2}}\left(b^\dagger_{b0} + b_{p0}\right) - \frac{5}{k_p^2\sqrt{70\pi}}\left((b^\dagger_p b^\dagger_p)_{20} + (b_p b_p)_{20} + (b^\dagger_p b_p)_{20}\right)\right]. \qquad (1.31)$$

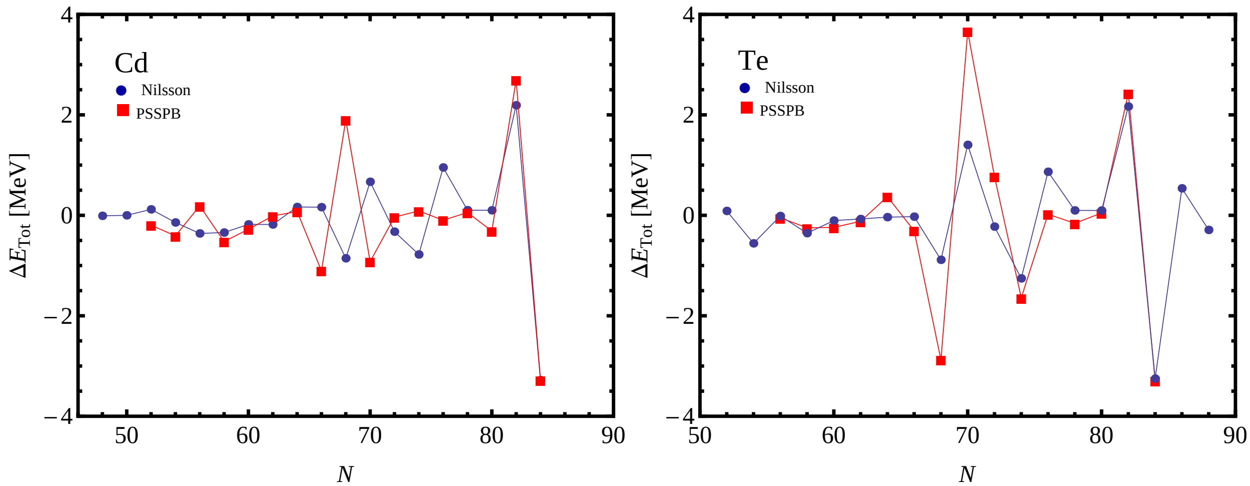

FIG. 4: Diferenta de ordinul doi a energiei de legatura, ΔE_{Tot}, pentru izotopii Cd (stanga) si Te (dreapta) este reprezentata ca functie de numarul de neutroni, N. Pentru modelul Nilsson au fost incluse si elementele de matrice ΔN =2, paturile majore fiind limitate la $N_{cutoff} = 10$.

Mediind acest operator pe starea proiectata mentionata mai sus, se obtine:

$$\langle \phi_{22}^g(d_n, d_p)|Q_{20}|\phi_{22}^g(d_n, d_p)\rangle = -\frac{3ZeR_0^2}{7\pi}\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{d_p}{k_p} + \frac{1}{7}\sqrt{\frac{5}{\pi}}\left(\frac{d_p}{k_p}\right)^2\left(1 + \frac{I_2^{(1)}(\rho)}{I_2^{(0)}(\rho)}\right)\right]. \quad (1.32)$$

Dupa cum vom vedea aceasta ecuatie poate fi folosita pentru determinarea raportului d_p/k_p si mai departe a celorlalti parametri specifici modelului, d_n si k_n.

C. Ordinea umplerii paturilor: numere magie si spinii nucleelor impare

Un alt aspect tratat in lucrare se refera la abilitatea modelului de a descrie umplerea paturilor si cum se compara aceasta cu cea corespunzatoare modelului Nilsson. In acest scop am calculat diferenta de ordinul doi a energiei de legatura nucleara:

$$\Delta E_{Tot} = -\frac{3}{16}\left[2E(N) - E(N+2) - E(N-2)\right], \quad (1.33)$$

unde $E(N)$ noteaza suma energiilor totale protonice si neutronice pentru un nucleu cu N neutroni. Aceasta cantitate este reprezentata grafic pentru lanturile izotopice ale Cd si Te, in Fig. (**??**12.4). Observam ca ambele modele indica un "peak" major corespunzator numarului magic 82 is doua "peak-uri" mai mici ce reflecta umplerea paturilor la $N = 68$ in cazul Cd si $N = 70$ pentru Te. Distributiile varfurilor obtinute cu cele doua modele sunt similare pentru Te dar apar cateva diferente pentru izotopii Cd. De exemplu, calculele cu modelul Nilsson arata un varf pentru $N = 76$ care nu apare in cazul izotopilor de Cd. Pe de alta parte calculele noastre arata un varf pentru $N = 56$ care lipseste in cazul modelului Nilsson. Varful major care apare la $N = 70$ in cazul modelului Nilsson este deplasat la $N = 68$ in cazul modelului propus de noi.

Desigur, ordinea umplerii paturilor depinde de valoarea deformarii nucleare. Un test pentru acest aspect este identificaea nivelelor din jurul ultimului nivel ocupat si compararea acestora cu valoarea experimentala pentru spinul starii fundamentale in nuceele par-impare. Rezultatele acestui studiu sunt listate in Tabelul 1. De remarcat ca acordul cu experienta este rezonabil desi in calculele noastre nu am luat in considerare interactia reziduala care poate modifica pozitia nivelului Fermi. In concluzie, pentru anumite nuclee (^{155}Gd, ^{167}Er, ^{177}Hf, ^{179}Hf) spinul starii fundamentale este cel al primului nivel neocupat iar pentru altele (^{187}Os, ^{189}Os, ^{157}Gd) starea fundamentala are spinul penultimei stari ocupate.

D. Parametrii de model

In plus fata de parametrii de model in paturi sferic , modelul starilor sferic proiectate mai are doi parametri, anume parametrul de deformare nucleara d si parametrul de canonicitate k. In cazul in care studiem proprietati nucleare dependente de izospin, atunci suntem nevoiti sa utilizam un set de functii uni-particula pentru protoni, cu parametrii d_p and k_p, diferit de cel pentru neutroni cu parametrii d_n and k_n.

Algoritmul determinarii acestor parametri este definit de mai multi pasi:a) Prin egalarea rezultatului teoretic privind raportul energiilor primelor stari 4^+ si 2^+, notat $R_{4/2}$, cu cel experimental se determina deformarea globala ρ (=$d\sqrt{2}$); b) Introducand aceasta valoare in Eq. (1.6) se obtine parametrul k; c) Din expresia probabilitatii reduse a tranzitiei $0^+ \rightarrow 2^+$ se determina parametrul k_p; d) Folosind din nou Eq. (1.6) dar pentru sistemul de protoni se obtine d_p; e) Din ecuatia $\rho(=((d_p^2 + d_n^2)^{1/2})$ se determina d_n f) Atunci ecuatia (1.6) pentru neutroni determina k_n.

Acest procedeu a fost aplicat pentru 194 de nuclee pentru care parametrii corespunzatori au fost colectati in mai multe tabele. Rezultatele pentru k, k_p and k_n pot fi interpolate cu functii lineare in A, numarul atomic de masa.

TABLE I: Cu deformarea nucleara β luata din Ref.[4] si parametrii de deformare precum si cei de canonicitate, determinati asa cum se explica in text, au fost determinate numerele cuantice $[NljI]$ ale ultimului nivel ocupat (Locc), a penultimului nivel ocupat (Slocc) si primului nivel ne-ocupat (Funocc) pentru sistemul neutronic pentru mai multe nuclee par-impare. Presupunand ca marea Fermi este apropiata de unul din aceste nivele se pot obtine informatii despre spinul starii fundamentale ale nucleelor par-impare (a se vedea [3] p. 78).

Nucleus	β_2	ρ	d	k	d_p	k_p	d_n	k_n	Locc	Slocc	Funocc	I_{Exp}
^{155}Gd	0.252	2.939	2.078	12.4534	1.951	11.6878	2.199	13.1745	$[66\frac{13}{2}\frac{1}{2}]$	$[55\frac{9}{2}\frac{3}{2}]$	$[66\frac{13}{2}\frac{3}{2}]$	$\frac{3}{2}$
^{157}Gd	0.271	3.161	2.235	12.5011	2.088	11.6810	2.373	13.2707	$[66\frac{13}{2}\frac{1}{2}]$	$[55\frac{9}{2}\frac{3}{2}]$	$[66\frac{13}{2}\frac{5}{2}]$	$\frac{3}{2}$
^{167}Er	0.294	3.697	2.614	13.5377	2.430	12.5842	2.786	14.4282	$[53\frac{7}{2}\frac{5}{2}]$	$[55\frac{9}{2}\frac{5}{2}]$	$[66\frac{13}{2}\frac{7}{2}]$	$\frac{7}{2}$
^{177}Hf	0.277	3.403	2.406	13.1820	2.245	12.2975	2.557	14.0107	$[53\frac{5}{2}\frac{1}{2}]$	$[51\frac{3}{2}\frac{1}{2}]$	$[55\frac{9}{2}\frac{7}{2}]$	$\frac{7}{2}$
^{179}Hf	0.278	3.415	2.415	13.1845	2.252	12.2973	2.567	14.0157	$[55\frac{9}{2}\frac{7}{2}]$	$[53\frac{5}{2}\frac{1}{2}]$	$[66\frac{13}{2}\frac{9}{2}]$	$\frac{9}{2}$
^{187}Os	0.212	2.588	1.830	12.9232	1.735	12.2539	1.920	13.5595	$[53\frac{7}{2}\frac{7}{2}]$	$[53\frac{5}{2}\frac{1}{2}]$	$[55\frac{9}{2}\frac{9}{2}]$	$\frac{1}{2}$
^{189}Os	0.183	2.234	1.580	12.8377	1.514	12.3051	1.643	13.3491	$[55\frac{9}{2}\frac{9}{2}]$	$[53\frac{5}{2}\frac{1}{2}]$	$[66\frac{13}{2}\frac{11}{2}]$	$\frac{1}{2}$

$$k = 0.0513471 \cdot A + 4.28957, \quad rms = 2.59477, \tag{1.34}$$

$$k_p = 0.0488292 \cdot A + 4.61187, \quad rms = 2.71376, \tag{1.35}$$

$$k_n = 0.0538922 \cdot A + 3.80843, \quad rms = 3.17185. \tag{1.36}$$

Baza de functii sferic proiectate a fost pozitiv testata prin descrierea realista a clusterilor atomic deformati [2], a proprietatilor esentiale ale modului dipolar magnetic de tip scissors (in cazul izotopilor pari ai Sm) [6] si calcularea amplitudinei de tranzitie Gamow-Teller pentru dezintegrarea beta dubla [7].

To conclude, the coherent state approach is very useful not only for accounting for some phenomenological properties of complex nuclei, but also for providing an unified description of spherical and deformed nuclei by means of a projected spherical single particle basis.

---

[1] S. G. Nilsson, Dan. Mat. Fys. Med. **16**, 29 (1955).

[2] A. A. Raduta, E. Garrido and E. Moya de Guerra, Eur. Phys. Jour. **D 15** (2001) 65.

[3] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-body Problem* (Springer Verlag, 1980).

[4] P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swyatecki, Atomic Data and Nuclear Data Tables **59**, 185 (1995).

[5] A. A. Raduta, D. S. Delion, and N. Lo Iudice, Nucl. Phys. A **551**, 93 (1993).

[6] A. A. Raduta, A. Escuderos, and E. Moya de Guerra, Phys. Rev. C **65**, 024312 (2002).

[7] A. A. Raduta, and C. M. Raduta, and A. Escuderos, Phys. Rev. C **71**, 0244307 (2005).